

9. А. с. 1059584 СССР, МКИ<sup>3</sup> G 06 G 7/56. Устройство для моделирования физических полей / Ю. М. Мацевитый, Ю. Г. Стоян, В. П. Путятин и др. – Оpubл. 07.12.83, Бюл № 45.
10. А. с. 1109767 СССР, МКИ<sup>3</sup> G 06 G 7/46. Устройство для решения обратных задач теории поля / Ю. М. Мацевитый, Ю. Г. Стоян, В. П. Путятин. – Оpubл. 23.08.84, Бюл № 31.
11. А. с. 1246120 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 06 G 7/46. Устройство для решения обратных задач теории поля / Ю. М. Мацевитый, Ю. Г. Стоян, В. П. Путятин и др. – Оpubл. 23.07.86, Бюл № 27.
12. А. с. 1251122 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 06 G 7/56. Устройство для моделирования физических полей / Ю. М. Мацевитый, Ю. Г. Стоян, В. П. Путятин. – Оpubл. 15.08.86, Бюл № 30.
13. А. с. 1278900 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 06 G 7/56. Устройство для решения задач теплопроводности / Ю. М. Мацевитый, Ю. Г. Стоян, В. П. Путятин. – Оpubл. 23.12.86, Бюл № 47.
14. Стоян Ю. Г., Путятин В. П. Оптимизация технических систем с источниками физических полей. – Киев: Наук. думка, 1988. – 192 с.
15. Мацевитый Ю. М., Слесаренко А. П., Цаканян О. С. Спектральные функции влияния в многомерных обратных задачах теплопроводности // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1986. – № 5. – С. 72–77.
16. Мацевитый Ю. М., Слесаренко А. П., Цаканян О. С. Идентификация граничных тепловых воздействий с помощью спектральных функций // Инж.-физ. журн. – 1987. – 53, № 3. – С. 480–486.
17. Теплофизическое проектирование металлокерамических нагревательных приборов / А. О. Костиков, Ю. М. Мацевитый, В. Е. Овчаренко, О. С. Цаканян // Тепловые режимы и охлаждение радиоэлектронной аппаратуры. – 1993. – № 2. – С. 54–60.
18. Методика проектирования металлокерамических нагревательных элементов / А. О. Костиков, Ю. М. Мацевитый, В. Е. Овчаренко, О. С. Цаканян // Тепловые режимы и охлаждение радиоэлектронной аппаратуры. – 1993. – № 3–4. – С. 26–36.

Поступила в редакцию  
5.05.2000

УДК 621.541.182

Э. Г. Братуга, д-р техн. наук

О. В. Круглякова

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»

(г. Харьков, E-mail beg@kpi.kharkov.ua)

## ТРАНСФОРМАЦИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ПО РАЗМЕРАМ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФАКЕЛА РАСПЫЛИТЕЛЯ С СЕТОЧНОЙ НАСАДКОЙ

*На основе универсальной однопараметрической функции распределения капель по размерам предложена гипотеза, позволяющая получить аналитическое решение для описания дисперсного состава капель, взаимодействующих с сеточной насадкой. Показана возможность существенного увеличения межфазной поверхности тепло- и массообмена в аппаратах контактного типа без дополнительных энергозатрат.*

*На основі універсальної однопараметричної функції розподілу крапель по розмірах запропоновано гіпотезу, яка дозволила одержати аналітичний розв'язок для опису дисперсного складу крапель, що взаємодіють із сітковою насадкою. Показано можливість істотного збільшення міжфазної поверхні тепло- і масообміну в апаратах контактного типу без додаткових енерговитрат.*

Авторами работы [1] установлено, что внешнее механическое воздействие металлических сеточных насадок, размещенных на пути движения капельного потока, оказывает существенное влияние на трансформацию дисперсного состава. При соответствующем сочетании геометрических и режимных параметров системы «форсунка–сетка» в целом ряде случаев представляется возможным в два–четыре раза увеличить суммарную поверхность

капель за счет их вторичного дробления без дополнительных энергетических затрат извне. При этом тепловую нагрузку контактного аппарата можно существенно увеличить без изменения его исходных габаритов.

Экспериментально количественная оценка указанного эффекта была впервые выполнена в работе [2]. При подробном анализе опубликованных отечественных и зарубежных

источников не было обнаружено сведений не только о «деталях» процесса взаимодействия капельной среды с сеткой, но и о постановке такой задачи вообще.

Вместе с тем нами было установлено, что реализация этого процесса в камерах орошения кондиционеров воздуха [3], брызгальных градирнях и бассейнах ТЭС и АЭС [4], а также в безнасадочных низконапорных скрубберах [5] позволила обеспечить существенное повышение эффективности работы указанных объектов. Это, по сути, и предопределило наш интерес к исследованию взаимодействия капельного потока с сеточными насадками для отыскания в данной области оптимальных инженерных решений.

На основе специально поставленных опытов представилось возможным установить [1], что при взаимодействии капельного потока с сеткой существуют оптимальное ее расстояние от устья форсунки  $h$  и оптимальный размер ячейки  $\delta$ , при котором эффект увеличения поверхности капель за счет их вторичного дробления становится максимальным. Обобщение результатов такого эксперимента представлено на рисунке. Легко показать, что при заданной производительности распылителя  $V_0$ , внешнем  $\gamma_1$  и внутреннем  $\gamma_2$  углах раскрытия факела плотность орошения

$$g = V_0 / \pi h^2 (\operatorname{tg}^2(\gamma_1/2) - \operatorname{tg}^2(\gamma_2/2)). \quad (1)$$

Результаты, представленные на рисунке, и расчеты, выполненные по уравнению (1) для различных форсунок и режима их работы, позволили установить, что оптимальному значению  $h$  с точностью  $\pm 10\%$  соответствует одна и та же величина пороговой плотности орошения  $g_n = 46,0 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ .

Проведенный анализ физической модели процесса позволил сделать два основных вывода. Они состоят в том, что оптимальным размером ячейки сетки является величина

$$\delta_{\text{опт}} = 0,835 D_{\text{м1}}, \quad (2)$$

где  $D_{\text{м1}}$  — модальный размер капли исходной функции распределения.

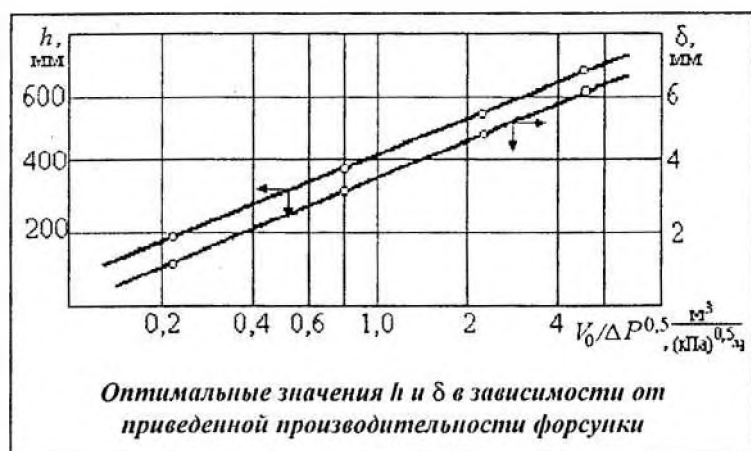
Оптимальное расстояние сетки от устья форсунки можно (с учетом (1)) найти как

$$h_{\text{опт}} = [V_0 / \pi g_n (\operatorname{tg}^2(\gamma_1/2) - \operatorname{tg}^2(\gamma_2/2))]^{0,5}. \quad (3)$$

Рассмотрим трансформацию дисперсного состава при оптимальном размере ячейки сетки  $\delta_{\text{опт}}$  и оптимальном ее удалении от форсунки  $h_{\text{опт}}$ . В такой постановке, как показано в [1], эффектом коагуляции можно пренебречь.

Таким образом, задача сводится к отысканию возможности теоретического описания механизма дробления капель при соответствующей вероятности их столкновения с каркасом сетки. При этом отыскание решения определяется двумя самостоятельными частями задачи.

При столкновении капли с твердой поверхностью степень ее деформации и возможные последствия изменения формы определяются, по-видимому, соотношением между силой удара, с одной стороны, и силами поверхностного натяжения и вязкости, с другой. Если допустить, что потеря устойчивости формы капли не зависит от природы деформирующей



силы, то, естественно, возникает аналогия между рассматриваемым случаем и распадом капли в потоке газа под действием аэродинамических сил.

Следуя этой аналогии, можно было бы (для решения первой части задачи) воспользоваться соответствующими рекомендациями для критического числа Вебера [6] и, установив из дифференциального уравнения движения капель распределение их скоростей по размерам при подходе к сетке, найти критический размер  $D_{кр}$ , а следовательно, и ту часть капель (в интервале от  $D_{кр}$  до  $D_{max}$ ), которые подвергаются дроблению.

В случае физической оправданности такого подхода дальнейшее решение второй части задачи уже устанавливалось бы лишь возможностью описания функции распределения продуктов распада капли по размерам.

Однако даже для условий дробления капель в газовом потоке (более простых, чем в рассматриваемом случае) значения критического числа Вебера могут изменяться в 2–4 раза. При этом, как показано А. Аджибековым [7], обычно рекомендуемые числа  $9 \leq We_{кр} \leq 18$  являются лишь наиболее вероятными, так что возможный диапазон изменения этих чисел значительно шире указанного. Естественно, что лишь качественная аналогия между процессом разрушения капли в газовом потоке и при ударе о поверхность сетки не дает оснований для использования соответствующих количественных соотношений, тем более неоднозначных даже для процесса распада капли под действием аэродинамических сил.

В такой ситуации для решения первой части задачи представляется целесообразным принять следующее допущение. Будем считать, что капли всех размеров, пришедшие в соприкосновение с сеткой, подвергаются дроблению. Однако доля разрушившихся капель данного разряда размеров равна вероятности их соударения с сеткой. В условиях отсутствия какой-либо дополнительной количественной информации такое допущение автоматически учитывает, что по мере уменьшения размера капли она становится как бы более устойчивой и вероятность ее разрушения уменьшается.

В работе [8] показано, что однопараметрическая функция распределения объемов капель по размерам

$$\psi(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha^4 D^3 K_1(\alpha D),$$

(в которой  $\alpha$  – параметр распределения, а  $K_1(\alpha D)$  – функция Бесселя первого порядка), является универсальной, т. е. достоверно описывающей дисперсный состав капель независимо от способа диспергирования жидкости. При этом установлено, что между величиной  $\alpha$  и максимальным диаметром капель  $D_{max}$  имеется простая связь вида  $\alpha D_{max} = 7$ .

С учетом этого примем гипотезу, в соответствии с которой капли любой  $i$ -й фракции исходной функции  $\psi(D)$  с интервалом размеров  $D_i \pm \Delta D/2 \div D_i \pm \Delta D/2$  дробятся при столкновении с сеткой таким образом, что распределение объемов «осколков» по размерам подчиняется уравнению

$$\psi(D) = \frac{2}{3\pi} \beta_i^4 D^3 K_1(\beta_i D), \quad (4)$$

а параметр распределения этой функции

$$\beta_i = 7/D_i. \quad (5)$$

Обозначим искомую функцию распределения капель за сеткой через  $\psi_2(D)$ , а функцию, соответствующую дисперсному составу перед сеткой, – через  $\psi_1(D)$ . С учетом допущений (4) и (5) вероятность образования капли с размером  $D$  из капель в интервале  $(D_i, D_i + \Delta D)$  будет

$$\frac{2}{3\pi} \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 D^3 K_1 \left( \frac{7D}{D_i} \right) dD_i.$$

Прежде чем перейти к дальнейшему решению, сделаем одно замечание. Аналогия между рассматриваемым процессом и аэродинамическим дроблением капель в потоке газа

позволяет считать, что и при столкновении капли с сеткой существует такой ее критический размер  $D_{кр}$ , что при  $D_i < D_{кр}$  дробления не происходит. Хотя, как уже отмечалось, в настоящее время мы не располагаем сведениями, необходимыми для определения  $D_{кр}$ , дальнейшее решение построим в общей форме, полагая эту величину заданной. Полученное в дальнейшем решение легко преобразуется к случаю, соответствующему допущению о дроблении всех разрядов капель, коснувшихся сетки с вероятностью  $P(D_i)$ .

В связи с дискретным характером движения капельной среды и ячеистой геометрией каркаса сетки столкновение одиночной капли с ее элементами является случайным процессом. Если  $f$  – площадь геометрического места центров капель, не соударяющихся с проволокой сетки, а  $S$  – площадь просвета в ячейке сетки, то очевидно, что вероятность несоударения капель с сеткой  $P_n = f/S$ . Так как  $S = \delta^2$ , а  $f = (\delta - D_i)^2$ , то вероятность столкновения  $P(D_i) = 1 - P_n$  будет

$$P(D_i) = D(2\delta - D_i)/\delta^2. \quad (6)$$

Действительную вероятность образования капель  $D$  из капель  $D_i$  можно представить в виде

$$\psi(D_i \rightarrow D)dD = \frac{2}{3\pi} \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 D^3 K_1 \left( \frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) \Theta(D_i - D_{кр}) dD_i, \quad (7)$$

где  $\Theta(x)$  – функция Хевисайда, равная единице при  $x > 0$  и нулю при  $x < 0$ .

Из закона сохранения объемов (суммарной массы) капель можно записать следующее кинетическое уравнение:

$$v_2(D)dD = v_1(D)dD + u(D)dD - U(D)dD, \quad (8)$$

где  $u(D)dD$  – приращение доли объемов капель, возникших из дробления капель, более крупных, чем  $D$ ;  $U(D)dD$  – убыль доли объемов капель с размером  $D$  в результате их дробления на размеры, меньшие  $D$ .

Величина  $u(D)dD$  может быть записана в виде

$$u(D)dD = dD \int_D^\infty \psi(D_i \rightarrow D) v_2(D_i) dD_i. \quad (9)$$

Таким образом, формула (9) описывает образование капель с размером  $D$  в результате распада более крупных капель с размером  $D_i$ .

Убыль доли объемов капель с размером  $D$  будет

$$U(D)dD = v_2 dD \int_0^D \psi(D \rightarrow D_i) dD_i. \quad (10)$$

При этом (10) описывает распад капель данного размера  $D$  на более мелкие.

Уравнение (8) представляет собой уравнение стационарного баланса «потоков» объемов капель, приходящих из более крупных разрядов в данный и уходящих из данного разряда во все остальные, более мелкие разряды. Вероятности соответствующих переходов  $\psi(D_i \rightarrow D)$  и  $\psi(D \rightarrow D_i)$  в уравнениях (9) и (10) описываются функциями вида (7).

В явной форме уравнение баланса (9) можно записать как

$$v_2(D) = \frac{2}{3\pi} \left[ \alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_D^\infty \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 K_1 \left( \frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) \Theta(D_i - D_{кр}) v_2(D_i) dD_i - \right. \\ \left. - v_2(D) \Theta(D - D_{кр}) \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 P(D_i) \int_0^D D_i^3 K_1 \left( \frac{7D_i}{D} \right) dD_i \right]. \quad (11)$$

Уравнение (11) есть линейное неоднородное интегральное уравнение для  $v_2(D)$ . Из физических соображений очевидно, что оно должно иметь единственное решение. Видно,

что последний член в правой части присутствует только для значений  $D > D_{кр}$ , что соответствует невозможности распада каплей с размером, меньше  $D_{кр}$ . Соответственно, во втором слагаемом правой части (11) нижний предел в интеграле равен  $D$ , если  $D > D_{кр}$ . Если же  $D < D_{кр}$ , то вследствие наличия  $\Theta$ -функции в подынтегральном выражении нижний предел следует заменить на  $D_{кр}$ .

Поэтому при  $D < D_{кр}$  уравнение (11) будет иметь вид

$$v_2(D) = \frac{2}{3\pi} \left[ \alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_{D_{кр}}^{\infty} \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 K_1 \left( \frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) v_2(D_i) dD_i \right], \quad (12)$$

а при  $D > D_{кр}$  (11)

$$v_2(D) = \frac{2}{3\pi} \left[ \alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_D^{\infty} \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 K_1 \left( \frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) v_2(D_i) dD_i - \right. \\ \left. - v_2(D) \left( \frac{7}{D} \right)^4 P(D) \int_0^D D_i^3 K_1 \left( \frac{7D_i}{D} \right) dD_i \right] \quad (13)$$

Рассмотрение последних двух уравнений показывает, что решение необходимо искать лишь для (13), поскольку определение из него  $v_2(D)$  при  $D > D_{кр}$  позволяет найти искомую функцию и в том случае, когда  $D < D_{кр}$ , используя при этом уравнение (12). Найденная из (13) функция  $v_2(D)$  применяется для вычисления интеграла в правой части (12).

Для упрощения (13) сделаем замену переменных в интеграле, фигурирующем в последнем члене правой части, именно, положим  $D_i = Dx/7$ . При этом (13) примет вид

$$v_2(D) = \left[ 1 + \frac{2}{3\pi} P(D) \int_0^7 x^3 K_1(x) dx \right] = \\ = \frac{2}{3\pi} \left[ \alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_0^{\infty} \left( \frac{7}{D_i} \right)^4 K_1 \left( \frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) v_2(D_i) dD_i \right]. \quad (14)$$

Для решения уравнения (14) удобно ввести некоторые обозначения и записать его в форме для безразмерной функции распределения от безразмерной независимой переменной. Введем переменные  $D = z/\alpha_1$ ,  $D_i = t/\alpha_1$ , и безразмерные функции  $v_2(D) = \alpha_1 f(z)$  и  $v_2(D_i) = \alpha_1 f(t)$ . Кроме того, обозначим константу

$$\beta = \frac{2}{3\pi} \int_0^7 x^3 K_1(x) dx.$$

В новых переменных для функции  $f(z)$  получаем линейное интегральное уравнение Фредгольма второго рода в виде

$$f(z) = A(z) + \int_0^{\infty} Q(z, t) f(t) dt. \quad (15)$$

Свободный член в этом уравнении задается соотношением

$$A(z) = \frac{2}{3\pi} \frac{z^3 K_1(z)}{1 + \beta P(z/\alpha_1)}.$$

Ядро  $Q(z, t)$  интегрального слагаемого в (16) запишем как

$$Q(z, t) = \frac{2 \cdot 7^4}{3\pi} \frac{z^3}{1 + \beta P(z/\alpha_1)} \frac{K_1(7z/t)}{t^4} P(t/\alpha_1). \quad (16)$$

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов

$V_0/\Delta P^{0.5}, \text{ м}^3/(\text{кПа})^{0.5} \cdot \text{ч}$	0,25	0,42	0,64	0,80	1,42	2,53	5,47
$(f_2 - f_1) \cdot 10^2 / f_2, \%$	13,8	10,6	8,3	12,2	9,1	12,8	14,0

В связи с достаточно сложным видом ядра  $Q(z, t)$  нам не удалось получить явного аналитического решения уравнения (16). Для численного решения область существенных значений  $z$  разобьем на  $N + 1$  интервалов шириной  $\Delta z = \xi$ . Тогда, обозначая середины этих интервалов  $z_j$  (их число есть  $N$ ), представим интегральное уравнение (16) в виде неоднородной системы  $N$  алгебраических линейных уравнений

$$f(z_j) = A(z_j) + \xi \sum_{n=1}^N Q(z_j, z_j + n\xi) f(z_j + n\xi). \quad (17)$$

Решая систему уравнений (17), получаем значения искомой функции  $v_2(D_i) = \alpha_1 f(z_j)$  в  $N$  точках выбранной области  $0 \leq z_j \leq 7; 0 \leq D \leq D_{\max}$ .

Таким образом, уравнения (2), (3), (6), (13) позволяют расчетным путем (при известной производительности распылителя и исходном дисперсном составе капель) выбрать оптимальные геометрические параметры сетки  $h$  и  $\delta$ , а также установить функцию распределения капель по размерам после их вторичного дробления.

Для оценки правомерности допущений, принятых при выводе кинетического уравнения (13), и корректности численного решения интегрального уравнения (15) было проведено сравнение результатов расчета с экспериментом.

В качестве величины, с помощью которой можно наиболее достоверно установить адекватность предлагаемой математической модели процесса вторичного дробления, целесообразно выбрать удельную поверхность капель, а именно:

$$f' = 6 \sum_{i=1}^{i=n} N_i D_i^2 / \rho_{\text{ж}} \sum_{i=1}^{i=n} N_i D_i^3, \quad (18)$$

где  $N_i$  — число капель, приходящихся на  $i$ -й интервал разбиения функции  $v(D)$ .

Действительная удельная поверхность определяется, как показано в [1], по формуле

$$f = 2,35 \cdot 10^3 \alpha / \rho_{\text{ж}}, \quad (19)$$

где  $\rho_{\text{ж}}$  — плотность жидкости.

Решение системы уравнений (17) позволяло с помощью соотношения (18) вычислить величину удельной поверхности капель  $f_2$ , образованную при вторичном их дроблении на сетке. С другой стороны, по известному из эксперимента параметру функции распределения  $\alpha_2$  (после взаимодействия потока капель с сеткой) по уравнению (19) вычислялась действительная удельная поверхность капель  $f_2$ .

В таблице представлены значения величины  $(f_2 - f_1) \cdot 10^2 / f_2$  в функции приведенного расхода  $V_0/\Delta P^{0.5}$ . Из таблицы следует, что максимальное рассогласование результатов расчета и эксперимента не превосходит 14%.

Учитывая, что удельная поверхность капель после взаимодействия с сеткой увеличивается в три–четыре раза, такой итог можно считать удовлетворительным.

## Литература

1. Братута Э. Г. Диагностика капельных потоков при внешних воздействиях. — Харьков: Выща школа, 1987. — 144 с.
2. Братута Э. Г., Переселков А. Р. Изменение структуры дисперсного потока в результате вторичного дробления капель // Энерг. машиностроение. — 1978. — Вып. 25. — С. 24–32.

3. *Интенсификация теплообмена в контактном аппарате при использовании вторичного дробления капель* / Э. Г. Братута, А. Р. Переселков, Б. И. Бялый, И. Ф. Южно // Энерг. машиностроение. – 1978. – Вып. 26. – С. 82–86.
4. *Братута Э. Г.* Исследование возможности улучшения охлаждающего эффекта брызгальных ба- шенных градирен // Повышение эффективности и надежности работы оборудования ТЭЦ–ПВС и экономия энергоресурсов: Тез. докл. всесоюз. науч.-техн. конф. Новокузнецк. 1982. – С. 40–42.
5. *Интенсификация процесса очистки газов в низконапорных безнасадочных скрубберах* / Э. Г. Братута, С. И. Брук, Л. А. Заночкин, А. Р. Переселков // Пром. и санитар. очистка газов. – 1976. – № 5. – С. 3–4.
6. *Салтанов Г. А.* Сверхзвуковые двухфазные течения. – Минск: Высшейш. школа. 1972. – 477 с.
7. *Аджибеков А. К.* Исследование взаимодействия дисперсной и газовой фаз в аэрозольном потоке переменной скорости: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Алма-Ата, 1979. – 21 с.
8. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Обобщенная функция распределения объема капель по размерам // Изв. вузов. Энергетика. – 1978. – № 3. – С. 86–90.

Поступила в редакцию  
11.05.2000

УДК 536.242.24.08

**О. С. Цаканян**, канд. техн. наук

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины  
(г. Харьков, E-mail: tsakanyan@xmail.com)

## КОНТАКТНАЯ ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ВИНТОВЫХ РАЗЪЕМАХ ПРИБОРОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

*Представлены результаты экспериментально-расчетного определения термических контактных сопротивлений в винтовых разъемах в зависимости от их конструктивно-технологических и режимных характеристик. Установлены закономерности влияния на тепловое сопротивление разъема усилий сжатия, создаваемого винтами, их количеством и местом расположения, неплоскостностью поверхностей и чистотой их механической обработки, заполнителя межконтактного зазора.*

*Наведено результати експериментально-розрахункового визначення термічних контактних опорів у гвинтових роз'ємах залежно від їх конструктивно-технологічних і режимних характеристик. Встановлено закономірності впливу на тепловий опір роз'єму зусиль стиснення, що створюється гвинтами, їх кількістю та місцем розташування, неплоскостністю поверхонь і чистотою їх механічної обробки, заповнювача міжконтактного зазору.*

### Введение

В приборах космических аппаратов нашли применение тепловые разъемы, имеющие винтовые соединения поверхностей деталей.

Различают два вида тепловых разъемов: ячейка–корпус прибора (монтажное основание) и корпус прибора – термостабилизированная плита.

В условиях космоса температурный режим прибора регулируется в основном интенсивностью теплосъема с поверхности основания прибора путем создания необходимых условий теплоотвода с помощью термостабилизированной плиты. При этом высокие требования предъявляются к геометрии поверхности контакта с целью сведения термических контактных сопротивлений к нулю. В противном случае имеющиеся термические контактные сопротивления (ТКС) могут существенно поднять уровень температуры ячейки.

Одним из способов увеличения интенсивности теплосъема с поверхности оснований электрорадиоэлементов (ЭРЭ) является уменьшение теплового сопротивления между осно-